Ueber die β-Spektren von ThB + C + C″.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Philosophischen Fakultät

der

Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Berlin

von

Kan Chang Wang
aus Changshu (Provinz Kiangsu, China)

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 1933
Tag der Promotion: 9. Mai 1934

Druck von Gebr. Hoffmann, Charlottenburg, Schillerstr. 44

301

Referenten: Prof. Dr. Wehnelt

Prof. Dr. v. Laue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, physikalisch-radioaktive Abteilung, Berlin-Dahlem.)

Über die β-Spektren von ThB + C + C″.

Von **Kan Chang Wang** in Berlin-Dahlem.

Mit 5 Abbildungen.

Die β-Spektren von ThB + C + C″ und von ThC + C″ werden im Magnetfeld mittels des Geiger-Müller-Zählrohres aufgenommen, um die relative Intensität der stärksten β-Gruppen auszumessen und das Ende der primären Spektra von ThB und ThC″ zu bestimmen.

Einführung. Die sogenannten natürlichen β-Strahlspektren der radioaktiven Substanzen verdanken ihren Ursprung bekanntlich dem „inneren" Photoeffekt der vom radioaktiven Atomkern ausgesendeten γ-Strahlen. Der durch den radioaktiven Zerfall angeregte Atomkern kann entweder unter Emission eines γ-Quants $h\nu$ in einen Zustand kleinerer Energie übergehen oder der Übergang erfolgt strahlungslos unter gleichzeitiger Auslösung eines Elektrons (β-Strahles) aus dem K-, L-, M-Niveau der eigenen Elektronenhülle. Die Energie des β-Strahles ist, wie leicht ersichtlich, gegeben durch die Gleichung

$$E_\beta = h\nu_\gamma - A,$$

wenn A die Ablösungsarbeit des betreffenden Elektronenniveaus bedeutet. Das so entstehende β-Strahlspektrum vermittelt also die Kenntnis der vom Atomkern ausgesendeten γ-Linien, die mit dem Aufbau des Kernes in ähnlicher Weise verknüpft sein müssen wie die charakteristischen Röntgen- und optischen Spektren mit der Anordnung der äußeren Elektronenhülle. Es ist natürlich von Interesse, festzustellen, mit welcher Häufigkeit die beiden Prozesse vor sich gehen, nämlich γ-Emission bzw. strahlungsloser Übergang des angeregten Kernes unter gleichzeitiger β-Strahlenemission.

Die ersten Versuche, die Wahrscheinlichkeit des inneren Photoeffektes bei radioaktiven Substanzen zu bestimmen, sind von Ellis und Skinner[1]) für die intensive γ-Linie von RaB ausgeführt worden. Später haben Ellis und Aston[2]) auf Grund genauer Schwärzungsmessungen die Intensität der stärksten β-Linien von RaB und RaC bestimmt und aus dieser Intensität die Intensität der auslösenden γ-Linien abzuleiten versucht. Wenn p die Wahrscheinlichkeit eines Quantenüberganges mit der Energie $h\nu$ be-

[1]) C. D. Ellis u. H. W. Skinner, Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 185, 1924. — [2]) C. D. Ellis u. W. Aston, ebenda **129**, 180, 1930.

zeichnet, α^K, α^L, α^M ... die Wahrscheinlichkeit, daß der Übergang strahlungslos erfolgt unter Auslösung eines K-, L-, M-, ...-Elektrons, so ist offenbar die Intensität der aus dem K-, L-, M-, ...-Niveau stammenden β-Strahlen bzw.

$$p\,\alpha^K,\ p\,\alpha^L \text{ usw.}$$

und die Intensität des zugehörigen γ-Strahles ist dann

$$J_\gamma = p\,(1-\alpha),\ \text{wenn}\ \alpha = \alpha^K + \alpha^L + \alpha^M + \ldots$$

Die Größe $J_\gamma = p\,(1-\alpha)$ wurde von Ellis und Aston für die untersuchten γ-Strahlen dadurch bestimmt, daß sie die Intensität der von diesen γ-Strahlen in Platin in der K-Schale ausgelösten β-Strahlen wieder photometrisch maßen und für den Photoabsorptionskoeffizienten τ_K^{Pt} eine empirische Formel zugrunde legten. Auf diese Weise erhielten sie wenigstens angenäherte Absolutbestimmungen der p-Werte für verschiedene γ-Linien von Ra B und Ra C. Für das Ra D, bei dessen Zerfall nur eine einzige γ-Linie von 261 X-E. emittiert wird, hat v. Droste[1]) mittels Wilson-Aufnahmen die Größen p und α bestimmt. Die Energie der γ-Strahlen ist hier kleiner als die K-Ablösungsarbeit, so daß sie nur in den L-, M-, N-, ...-Niveaus wirksam sein kann. v. Droste hat einerseits die Intensität J_γ der γ-Strahlung [also die Größe $p \cdot (1-\alpha)$] aus der Zahl von Photoelektronen, die die γ-Strahlen in der Wilson-Kammer auslösten, bestimmt. Außerdem erhielt er die Größe $p\,\alpha^L$, indem er die Intensität der im eigenen Atom angeregten L-Strahlung durch Auszählung der in der Kammer ausgelösten Photo- und Compton-Elektronen feststellte und natürlich die aus anderen Messungen bekannte Häufigkeit strahlungsloser Übergänge in das L-Niveau berücksichtigte. Aus dem natürlichen β-Strahlspektrum des Ra D ist das Intensitätsverhältnis von $\alpha^L : \alpha^M : \alpha^N$ angenähert bekannt, so daß aus dem gemessenen α^L die Größen α^M und α^N berechnet werden konnten. Es ergab sich für $J_\gamma = 3{,}6\,\%$ in guter Übereinstimmung mit den von S. Bramson[2]) und E. Stahel und G. J. Sizoo[3]) auf anderen Wegen erhaltenen Werten. Für $\alpha^L + \alpha^M + \alpha^N$ wurde $0{,}96_4$ gefunden, ein Wert, den auch größenordnungsmäßig E. Stahel[4]) bei Zählungen mit dem Spitzenzähler erhalten hat. Daraus folgt für die Größe p der angenäherte Wert $p = 1$, d. h. jeder zerfallende Ra D-Kern ergibt beim Zerfall eine Anregung von 47000 Volt. Die Methode der Wilson-Aufnahmen ist beim Vorhandensein mehrerer γ-Linien außerordentlich mühsam und langwierig. D. Skobelzyn[5]) hat sie für relative Intensitätsmessungen der γ-Linien

[1]) G. v. Droste, ZS. f. Phys. **84**, 17, 1933. — [2]) S. Bramson, ebenda **66**, 721, 1930. — [3]) E. Stahel u. G. J. Sizoo, ebenda **66**, 741, 1930. — [4]) E. Stahel, ebenda **68**, 1, 1931. — [5]) D. Skobelzyn, ebenda **43**, 354, 1927; **58**, 595, 1929.

von Ra B + C benutzt, aber seine Genauigkeit ist erheblich geringer als die von Ellis und Aston erzielte. Die von Ellis und Aston angewendete photographische Methode bietet gleichfalls verschiedene Schwierigkeiten, denn der Schwärzungsgrad der Linien auf der Platte hängt nicht nur von der Zahl der auftreffenden β-Teilchen, sondern auch von ihrer Energie ab. Diese letzte Abhängigkeit kann man nur durch sehr umständliche Eichung und Rechnung ermitteln. Die gemessenen Intensitäten müssen deshalb vielfach korrigiert werden, bevor man das endgültige Resultat erhält. Daher schien es nicht unwichtig, die Intensität der β-Strahlgruppen auf einem anderen, direkten Weg zu bestimmen. Als geeignet hierfür erwies sich eine Zählung im Magnetfeld unter Verwendung des Geiger-Müllerschen Zählrohres. Die Versuche, über die nachstehend berichtet werden soll, sind für die stärkeren Linien von Th B + C + C″ ausgeführt worden.

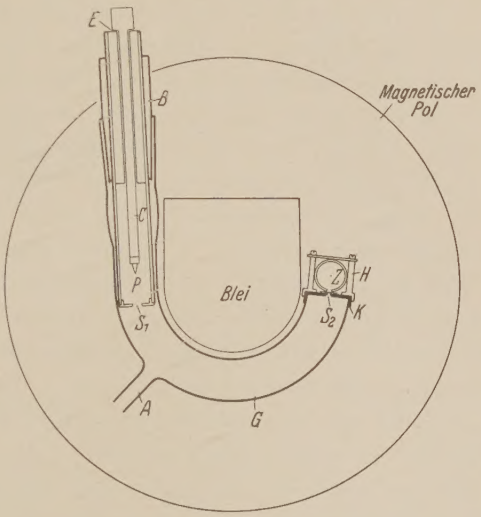

Fig. 1.

Versuchsanordnung. Die von dem radioaktiven Präparat ausgehenden β-Strahlen wurden in der üblichen Weise durch das Magnetfeld fokussiert und in den Fokus der Strahlen das Fenster des Geiger-Müller-Zählrohres gebracht. Der benutzte Apparat ist in Fig. 1 dargestellt. Das Glasrohr G hatte 15 mm Innendurchmesser und 1 mm Wandstärke und war zwischen S_1 und S_2 halbkreisförmig gebogen mit einem Radius von 34 mm. Als β-Strahlenquelle diente eine aus Elektronmetall hergestellte Spitze P von etwa 0,1 mm Durchmesser, die durch Abstreichen eines Th B + C + C″-Präparates aktiviert wurde. Die Verwendung dieser Legierung bot mehrfach Vorteile. Es ist erstens die Reflektion der β-Strahlen an einer Unterlage aus Elektronmetall sehr gering, da Elektronmetall vorwiegend aus Magnesium, also einem sehr leichten Element, besteht. Zweitens besitzt diese Legierung eine große Härte. Man konnte das Th B + C + C″ durch Abstreichen von einem aktivierten Platinblech auf die Elektronmetallspitze übertragen, ohne daß selbst bei mehrmaligem Abstreichen die Spitze eine nachweisbare Verformung erlitt. Dieser Präparatträger P konnte

an einem Messingstift C festgeschraubt werden, welcher wieder durch den Kernschliff B hindurch in das Glasrohr eingeführt wurde. Durch geeigneten Anschlag wurde es erreicht, daß sich die Spitze P stets genau an derselben Stelle befand, nämlich gut zentriert in bezug auf die 10 mm darunter befindliche Blende S_1. Diese Blende bestand aus einem Aluminiumblech von 2,0 mm Dicke und hatte einen Öffnungsdurchmesser von 3 mm. Eine zweite Blende S_2 befand sich am anderen Ende des Glasrohres in einer Hartgummikappe K, die gleichzeitig als Verschluß dieses Rohres diente. Sie war in der Mitte der Kappe als schlitzförmige Öffnung von 0,7 mm Breite und 4 mm Länge angebracht.

Direkt über dieser Kappe K befand sich das Geiger-Müller-Zählrohr Z. Dieses aus Messing hergestellte Rohr war 20 mm lang, hatte 10 mm Innendurchmesser und eine Wandstärke von 1 mm. Es war mit einem 1,1 mm breiten und 4 mm langen Schlitz, den eine Zaponlackfolie luftdicht verschloß, versehen. Die Dicke der Zaponlackfolie entsprach 4,5 mm Luftäquivalent für α-Strahlen, wie durch Wilson-Aufnahmen festgestellt wurde. Der Schlitz des Zählrohres Z war etwas größer als die direkt darunter liegende Öffnung von S_2. Es konnten daher alle von P ausgehenden und durch das magnetische Feld in Kreisbahnen abgelenkten β-Strahlen, welche beide Blenden S_1 und S_2 durchsetzt hatten, auch in das Zählrohr gelangen, abgesehen von den β-Strahlen sehr kleiner Energie, die durch die Verschlußfolie des Zählrohres absorbiert wurden. Um Störungen des Magnetfeldes auszuschließen, wurde als Innenelektrode statt des meist üblichen Eisendrahtes ein Aluminiumdraht gewählt; als geeignet erwies sich ein von Heraeus gelieferter Aluminiumdraht von 0,1 mm Stärke, der sich durch seine besonders gute Oberflächenbeschaffenheit auszeichnete. Die Vorbehandlung dieses Drahtes bestand nur in seiner Reinigung mit Benzol und Alkohol zur Entfernung von Fettspuren.

Hier seien noch kurz die Vorteile betont, die das Geiger-Müller-Zählrohr als Meßinstrument bietet. Es kann fast beliebig klein gemacht werden, was bei Messungen im Magnetfeld von großer Wichtigkeit ist. Vor allen Dingen aber gibt es die Zahl der eintretenden β-Strahlen unabhängig von ihrer Energie an, was z. B. bei Verwendung einer Ionisationskammer nicht der Fall ist. Außerdem zählt das Zählrohr schon bei einigen Zentimetern Druck quantitativ die β-Strahlen und da das Zählrohr durch eine möglichst dünne Folie verschlossen werden mußte, um auch langsame Strahlen noch durchzulassen, so wurde der Druck im Zähler so gewählt (7 cm Luft), daß die Folie gegenüber dem Normaldruck außen keine zu starke Belastung auszuhalten hatte.

Da das Glasrohr bei den Messungen auf Hochvakuum (etwa 10^{-4} mm Hg) ausgepumpt werden mußte, war der Schlitz S_2 mit einer ganz dünnen Zaponlackfolie (weniger als 1,0 mm Luftäquivalent) verschlossen. Das Ansatzrohr A führte zum Pumpensystem. Nach jeder Einführung des Präparates wurde die Stelle E luftdicht verwachst. Die Hartgummikappe K trug zwei Messinghalter H. In diese konnte das Zählrohr hineingelegt, genau justiert und seine Lage durch Marken fixiert werden. Dadurch war die Möglichkeit gegeben, das Zählrohr bei einem eventuellen Versagen auszuwechseln. Dieser Fall trat tatsächlich einmal, und zwar schon nach den ersten Messungen ein, dann aber wurde die ganze Untersuchung mit dem gleichen Zählrohr in unveränderter Lage durchgeführt. Vor seiner Benutzung wurde das Zählrohr in besonderen Versuchen eingehend geprüft. Zu diesem Zwecke wurde es in ähnlicher Weise, wie oben erwähnt, durch zwei Messinghalter in genau definierter Lage in einem Abstand von 9 cm einem schwachen Ra D + E-Präparat gegenübergestellt. Ein ausgeblendetes konstantes Bündel von β-Strahlen des Ra E konnte so durch das Zählrohrfenster in das Zählrohr eintreten. Die Zahl der eintretenden β-Teilchen wurde durch die weiter unten angegebene Zählvorrichtung angezeigt. Natürlich wurde die Abhängigkeit dieser Zahlenangabe von der an dem Zählrohr angelegten Spannung untersucht und das Spannungsgebiet festgestellt, in dem sich bei wachsender Spannung die gezählte Teilchenzahl nicht mehr ändert (Sättigungsbereich). Da der Sättigungsbereich wohl infolge der kleinen Dimensionen des Zählrohres nicht sehr groß (etwa 30 Volt) war, wurde die an das Zählrohr angelegte Spannung von 1300 Volt durch ein Elektrometer ständig kontrolliert und gut konstant gehalten. In dem in Frage kommenden Bereich gibt das benutzte Leyboldsche Hochspannungselektrometer bei einer Änderung der Spannung um 5 Volt eine Ausschlagsänderung von einem ganzen Skalenteil. Daher konnte die Spannung bestimmt bis auf 0,4% konstant gehalten werden. Es sei hier erwähnt, daß die nach Beendigung der gesamten Messungen ausgeführte nochmalige Prüfung des Sättigungsbereiches des verwandten Zählrohres nur eine geringfügige Verschiebung nach höheren Spannungen zeigte, so daß die tatsächlich benutzte Spannung stets im Sättigungsgebiet lag.

Die Stromstärke des Zählrohres wurde in üblicher Weise durch einen Dreiröhrenverstärker verstärkt und betätigte dann ein Zählwerk mit großem Auslösungsvermögen, das im Institut von Herrn Prof. Geiger gebaut worden ist.

Das Magnetfeld wurde von einem Du-Boisschen Halbringelektromagneten geliefert. Die Polschuhe hatten einen Durchmesser von 16 cm und einen Abstand von 5,6 cm. Die Apparatur war so zwischen die Pol-

schuhe gestellt, daß die β-Strahlen auf ihrer ganzen Bahn in dem homogenen Gebiet des Magnetfeldes verliefen. Ferner war sorgfältig darauf geachtet worden, daß die Zählrohrachse und der Zählrohrschlitz, sowie auch der Schlitz S_2 der Kappe K parallel den magnetischen Kraftlinien lagen. Die Anordnung bedingt, daß alle β-Strahlen unter konstantem Krümmungsradius das Magnetfeld durchlaufen und durch schrittweises Variieren des Magnetfeldes die Strahlen verschiedener Geschwindigkeit an das Zählerfenster fokussiert werden.

Ausführung der Versuche. Als Vorversuche wurden einige photographische Aufnahmen in folgender Weise gemacht. Ein photographischer Film wurde erstens unmittelbar *unter* das Fenster von S_2 innerhalb des Glasrohres gelegt und das magnetische Feld so eingeschaltet, daß die bekannte intensivste Linie ($H\varrho = 1386$) von Th B gerade auf die Mitte des Films fiel. Die Schärfe der in dieser Weise erhaltenen Linie (Fig. 2) ist eine Prüfung auf die richtige Einstellung der β-Strahlenquelle P in bezug auf die übrigen Teile des Apparates. Ferner wurde in einem zweiten Versuch

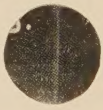

Fig. 2.

Fig. 3.

der Film direkt *über* das Fenster von S_2 gelegt, wo sich später das Zählrohrfenster befinden sollte. Die Fig. 3 zeigt die gleichmäßige Intensität längs der Linie, ein Beweis, daß das Fenster von S_2 genau parallel der Feldrichtung war. Diesen Zustand zu erreichen, war wichtig, um eine unnötige Verbreiterung der Linien zu vermeiden.

Bei den endgültigen Versuchen wurde eine ganz schwache Strahlenquelle (etwa 0,01 mg von Th B + C + C″) verwendet, die folgendermaßen hergestellt wurde. Ein Platinblech wurde in der von Radiothor abgegebenen Thoremanation in der üblichen Weise aktiviert. Dann brachte man die Elektronmetallspitze in leichte Berührung mit dem Blech. Nach einiger Übung gelang es immer, die gewünschte Stärke des Präparates auf die Spitze zu übertragen. Weil bei dem Abstreichen manchmal etwas Th B im Überschuß erhalten wurde, wurde stets etwa 3 Stunden gewartet, um das Th B sicher im Gleichgewicht mit seinen Folgeprodukten zu haben; dann wurde in einem β-Elektroskop die Präparatstärke gemessen, wobei natürlich die Zeit der Messung notiert wurde. Der Präparatträger wurde hierauf in das Glasrohr bis zu der Stelle P eingeführt.

Das Zählrohr arbeitete zuerst ohne Einschaltung des Magnetstromes. Die Zählung stellte also die Summe von γ-Effekt und Nulleffekt dar. Der Nulleffekt wurde meistens auch vor der Einführung und nach der Entfernung des Präparates bestimmt und blieb ziemlich gut konstant (4,5 bis 5,2 Ausschläge pro Minute). Man konnte also den γ-Effekt allein ohne weiteres ermitteln. Um zu prüfen, ob einige β-Strahlen durch Streuung ohne magnetische Krümmung in das Zählrohr gelangten, wurde folgendermaßen verfahren. Ein magnetisches Feld von gewisser Stärke wurde in umgekehrter Richtung erregt, so daß kein von der Quelle P ausstrahlendes β-Teilchen zu dem Zählrohrfenster herankommen konnte. Der so gemessene γ-Effekt wurde dann mit dem jeweiligen ohne Feld verglichen, natürlich unter Berücksichtigung des zeitlichen Abfalles des Präparates. Da trotz mehrmaliger Wiederholung kein Unterschied zwischen diesen zwei Werten auftrat, war damit gesichert, daß bei Ausschaltung eines Magnetstromes der Zähler tatsächlich nur die Werte vom γ-Effekt + Nulleffekt anzeigte. Diese Effekte wurden natürlich von der jeweils gemessenen β-Strahlung in Abzug gebracht. Um das β-Spektrum durchzumessen, wurde der Strom, der das Magnetfeld erregte, in ganz kleinen Schritten geändert. Es konnte noch eine schrittweise Änderung von 1 % genau abgelesen werden. Die zugehörige Magnetfeldstärke war aus früheren Eichungen bekannt und konnte noch durch einige stärkere β-Linien des Th B + C + C″ kontrolliert werden. Sie ergab z. B. für die starke Th B-Linie einen $H\varrho$-Wert von 1389 in sehr guter Übereinstimmung mit älteren Messungen von Meitner[1]) und neuen Bestimmungen von C. D. Ellis[2]), die beide 1386 ergeben haben, während eine Zeitlang auf Grund von Messungen von Black[3]) der Wert $H\varrho = 1398$ angenommen worden war.

Da mit *einem* Präparat nur ein kleiner Teil des ganzen Spektrums aufgenommen werden konnte und die Präparate untereinander nicht gleich stark waren, wurden die verschiedenen Teile der ganzen Kurve auf eine beliebig gewählte gleiche Präparatstärke umgerechnet.

Das Th B + C + C″ wurde vor Beginn einer Meßreihe in einem geeichten β-Elektroskop gemessen, ebenso am Schluß jeder Meßreihe, um den zeitlichen Abfall zu kontrollieren. Ebenso wurde im Zähler während jeder Meßreihe von Zeit zu Zeit der γ-Effekt kontrolliert, was ebenfalls den zeitlichen Abfall des Präparates ergab. Der Nulleffekt wurde immer vor und am Ende jeder Meßreihe bestimmt.

---

[1]) L. Meitner, ZS. f. Phys. **11**, 35, 1922. — [2]) C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. London (A) **138**, 318, 1932. — [3]) D. H. Black, ebenda **109**, 166, 1925.

Versuchsergebnisse. Nachdem die gesamten Spektren von Th B + C + C″ experimentell aufgenommen worden waren, mußte man noch folgendes

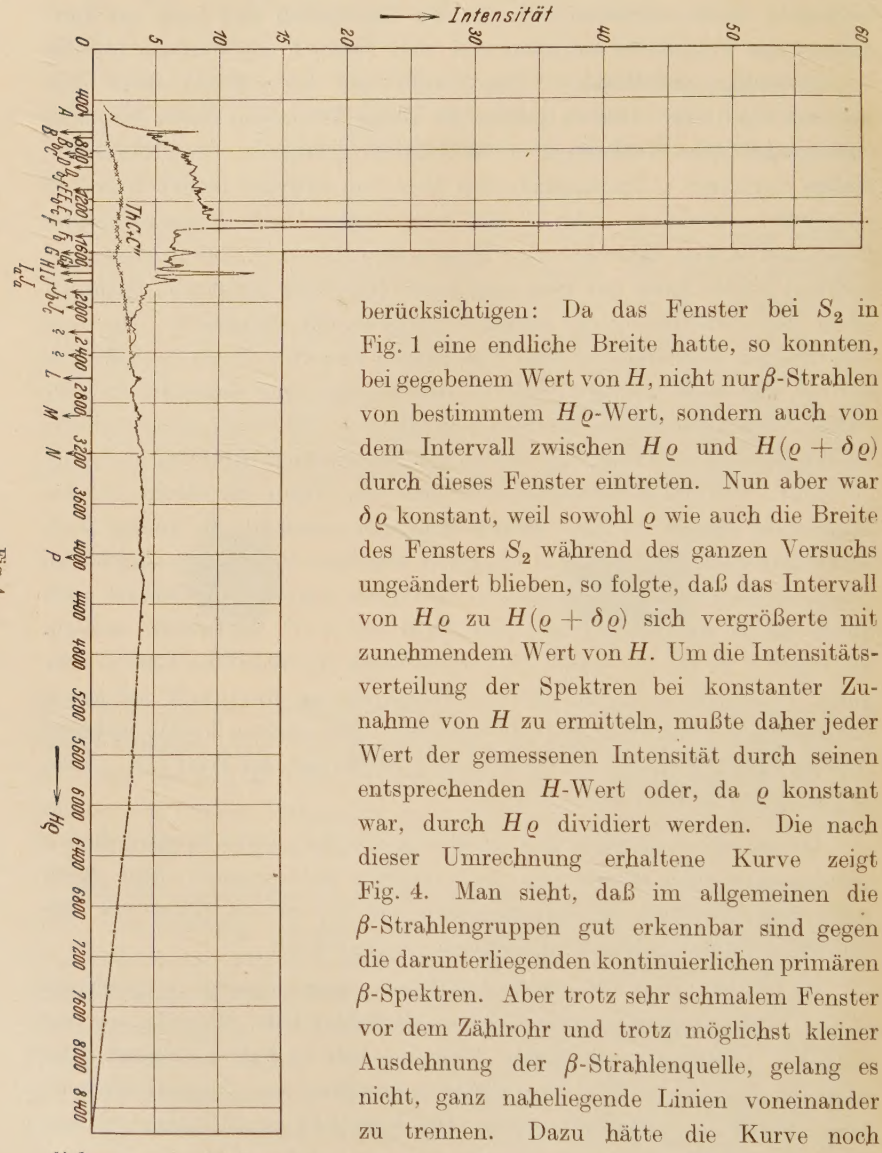

Fig. 4.

berücksichtigen: Da das Fenster bei S_2 in Fig. 1 eine endliche Breite hatte, so konnten, bei gegebenem Wert von H, nicht nur β-Strahlen von bestimmtem $H\varrho$-Wert, sondern auch von dem Intervall zwischen $H\varrho$ und $H(\varrho + \delta\varrho)$ durch dieses Fenster eintreten. Nun aber war $\delta\varrho$ konstant, weil sowohl ϱ wie auch die Breite des Fensters S_2 während des ganzen Versuchs ungeändert blieben, so folgte, daß das Intervall von $H\varrho$ zu $H(\varrho + \delta\varrho)$ sich vergrößerte mit zunehmendem Wert von H. Um die Intensitätsverteilung der Spektren bei konstanter Zunahme von H zu ermitteln, mußte daher jeder Wert der gemessenen Intensität durch seinen entsprechenden H-Wert oder, da ϱ konstant war, durch $H\varrho$ dividiert werden. Die nach dieser Umrechnung erhaltene Kurve zeigt Fig. 4. Man sieht, daß im allgemeinen die β-Strahlengruppen gut erkennbar sind gegen die darunterliegenden kontinuierlichen primären β-Spektren. Aber trotz sehr schmalem Fenster vor dem Zählrohr und trotz möglichst kleiner Ausdehnung der β-Strahlenquelle, gelang es nicht, ganz naheliegende Linien voneinander zu trennen. Dazu hätte die Kurve noch dichter mit Meßpunkten belegt werden müssen. Außerdem sind die meisten Linien, wie schon J. Chadwick[1]) vor langer Zeit für Ra B + C festgestellt hat, nur einige Prozent intensiver als der kontinuierliche

[1]) J. Chadwick, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 383, 1914.

Untergrund und lassen sich zwar photographisch erfassen, nicht aber mit einer statistischen Zählmethode. Denn selbst, wenn für jeden Punkt der Kurve 10000 Zählungen ausgeführt würden, würde die mittlere statistische Schwankung noch 1 % betragen. Im allgemeinen wurde jeder Punkt mit 2000 Zählungen belegt, manche allerdings mit wesentlich mehr und die ganze Kurve umfaßt 303 Meßpunkte. Es wurden mit Sicherheit 20 Linien festgestellt und durchgemessen, deren Lage im Geschwindigkeitsspektrum im allgemeinen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den schon erwähnten photographischen Messungen von Ellis steht.

Im Gebiet sehr weicher Strahlen sind die Intensitäten durch die vorgeschalteten Verschlußfenster herabgesetzt. Das sieht man sehr deutlich an den Linien *A* und *B*. Photographisch gemessen ist die Intensität der Linie *A* viel größer als die der Linie *B*. Infolge der Absorption in den Verschlußfenstern ist hier das Intensitätsverhältnis umgekehrt. Aus der bekannten Dicke der Verschlußfolien kann man ausrechnen, daß die Linie *B* nur mehr etwa 20 % Intensitätsverlust in der Folie erleidet. Jenseits von $H\varrho = 900$ ($E_\beta = 66000$ Volt) bedingen die Verschlußfolien (Luftäquivalent von 6 mm + 1 mm Luftabstand) keinerlei merkbare Schwächung.

Um die Intensitäten der Linien leichter messen zu können, wurde der mit Linien belegte Teil der Kurve in einem für diesen Zweck günstigeren Maßstab aufgezeichnet. Wenn man in dieser Figur die Flächen der Spektrallinien miteinander vergleicht, so bekommt man unmittelbar die *Intensitätsverhältnisse* der Linien.

Um unsere Resultate mit den Ellisschen Werten vergleichen zu können, wurde die Intensität der stärksten Linie *F* von $H\varrho = 1386$ mit dem von Ellis gefundenen Wert $J = 165$ gleich gesetzt und alle anderen Werte danach umgerechnet. Tabelle 1 zeigt die Resultate. Man sieht, daß im allgemeinen die Übereinstimmung trotz der verschiedenen Methoden sehr gut ist. Manche sehr naheliegenden Linien, die bei photographischen Aufnahmen noch leicht getrennt werden können, sind bei uns, wie schon oben dargelegt, unauflösbar. Bei den schwächeren Linien sind die Abweichungen zwischen unseren Werten und den Werten der englischen Forscher größer. Da die hier verwendete Methode keinerlei Umrechnung erfordert und in ihrer Genauigkeit nur durch die statistischen Schwankungen begrenzt ist, während die photographische Methode für schwache Linien notwendig ungenauer wird, dürften unsere Werte vermutlich zuverlässiger sein.

Das primäre β-Spektrum. Die primären β-Strahlen, d. h. die aus dem zerfallenden Atomkern stammenden β-Strahlen zeigen bekanntlich eine kontinuierliche Geschwindigkeitsverteilung, die eine scharfe Grenze nach

Tabelle 1.

Name der Linie	Ursprung	Hϱ-Wert			Intensität	
		nach Black	nach Ellis	nach Wang	nach Ellis	nach Wang
A	Th C · C″	541	541,0	532		
B	Th C · C″	658	660,8	655		
B_a	Th C · C″	668	664,0			
B_b	Th C · C″	684	687,4	687		
B_d			826,4	821	0,60	
C		835	831,9		1,00	
C_a			849,2	845	0,70	
D		856	854,2		1,30	
D_b			918,1	928	0,35	
D_c			923,6		0,35	
D_d			929,0		0,30	
D_e			941,7		0,45	
D_f		946	945,9		0,35	
E	Th B · C	1118	1106,6	1108	2,30	1,63
E_a			1110,4		0,20	
E_b			1180,5	1180	0,75	
E_c			1251,1	1265	0,30	
E_{c1}			1273,8			
E_d		1373	1370,8	1389	0,20	(165,20)
F	Th B · C	1398	1385,8		165,00	
F_b			1469,3	1470	0,60	
G	Th C″ · D	1604	1593,8	1606	3,20	5,50
G_a	Th C · C″	1665	1656,8	1657	0,65	0,97
H	Th B · C	1701	1691,0	1705	6,00	5,50
I	Th B · C	1764	1751,0	1762	23,30	22,20
I_a	Th B · C		1754,0		1,50	
J	Th B · C	1820	1807,7	1820	5,90	7,45
J_a	Th B · C		1821,3		1,60	
J_b	Th C″ · D	1939	1929,1	1930	0,65	—
J_c	Th B · C	1990	2025,7	2040	0,75	—
L	Th C″ . D	2622	2603,1	2610	1,70	2,30
M	Th C″ . D	2913	2886,6	2905	1,70	2,10
N	Th C″ · D	3182	3163,7	3190	0,30	1,00
N_a	Th C″ · D		3210,4		0,07	
P		3960	3924,4	4200	0,30	—

der Seite der großen Geschwindigkeiten zu besitzen scheint und ein Intensitätsmaximum bei einer mittleren Geschwindigkeit aufweist. Sowohl die Lage des Intensitätsmaximums als die Größe der maximalen Geschwindigkeit ist für die einzelnen β-strahlenden Substanzen charakteristisch. Die Geschwindigkeitsgrenze nach der Seite der großen Geschwindigkeiten ist hauptsächlich durch Absorptionsmessungen bestimmt worden. Solche Messungen sind für eine große Reihe β-strahlender Substanzen neuerdings von B. W. Sargent mittels der Ionisationsmethode durchgeführt worden[1]). Für Ra E hat F. C. Champion[2]) durch Wilson-Aufnahmen gezeigt, daß jenseits $H\varrho = 5500$ keine β-Strahlen vorhanden sind und dasselbe Resultat habe ich durch Aufnahme der Absorptionskurve in Cu mit Hilfe eines Geiger-Müller-Zählrohres erhalten[3]). Ich habe dieses Ergebnis jetzt auch noch mit der oben beschriebenen Apparatur im Magnetfeld überprüft und die obere Grenze für Ra E bei rund $H\varrho = 5500$ gefunden, wodurch wieder die Brauchbarkeit der Absorptionsmessungen für die Bestimmung dieser Grenze erwiesen ist.

Bei den Messungen mit Th C + C″ konnte natürlich nur *eine* obere Grenze erhalten werden. Es ist aber schon seit langem bekannt, daß von den drei Substanzen Th C die schnellsten β-Strahlen emittiert[4]), und die erhaltene obere Grenze ist daher dem Th C zuzuordnen. Sie wurde bei $H\varrho = 8500$ gefunden, was in befriedigender Übereinstimmung mit den von Chalmers[5]) und Gurney[6]) erhaltenen Werten $H\varrho = 8450$ bzw. 8900 steht.

Um die obere Grenze für die β-Strahlen von Th B zu erhalten, wurde folgendermaßen verfahren. Es wurde eine ähnliche Kurve wie sie für Th B + C + C″ in Fig. 4 wiedergegeben ist, mit einem Th C + C″-Präparat im Magnetfeld durchgemessen. Bei allen Messungen wurden geeichte Präparate verwendet und auf Grund früherer von Philipp und Donat im Institut aufgenommener Kurven konnte die Intensität der Th C + C″-Präparate auf die Gleichgewichtsmenge der für die Kurve der Fig. 4 verwendeten Th B + C + C″-Menge umgerechnet werden. Die auf diese Weise umgerechnete Kurve für Th C + C″ ist in der Fig. 4 eingezeichnet. Die zugehörigen Meßpunkte sind durch Kreuzchen (×) gekennzeichnet. Wie die Fig. 4 zeigt, fallen die beiden Kurven Th B + C + C″ und Th C + C″ oberhalb von $H\varrho = 2340$ zusammen. Dies bedeutet nichts anderes, als daß die obere Grenze des kontinuierlichen β-Strahlenspektrums von

[1]) B. W. Sargent, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 659, 1933. — [2]) F. C. Champion, ebenda **134**, 672, 1932. — [3]) K. C. Wang, ZS. f. Phys. **74**, 744, 1932. — [4]) O. Hahn u. L. Meitner, Phys. ZS. **13**, 390, 1912. — [5]) J. A. Chalmers, Proc. Cambridge Phil. Soc. **25**, 331, 1929. — [6]) R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. London (A) **112**, 380, 1926.

Th B einen $H\varrho$-Wert von 2340 besitzt. Dieser Wert stimmt gut überein mit den Messungen im Magnetfeld von Gurney, der den Wert 2330 erhielt; wie bei Gurney überlagern sich auch in unserer Kurve die kontinuierlichen β-Spektren von Th C + C″, ohne daß eine sichtbare Trennung auftritt.

Eine Planimetrierung der Kurve Fig. 4 ergibt, daß die beiden primären β-Spektren von Th B und von Th C + C″ nicht die gleichen Flächen überdecken, obwohl sie nach den Zerfallsgesetzen die gleiche Gesamtintensität besitzen müssen. Die Ursache dafür liegt darin, daß bei einem bestimmten Magnetfeld außer den zu dem H-Wert zugehörigen β-Strahlen auch noch

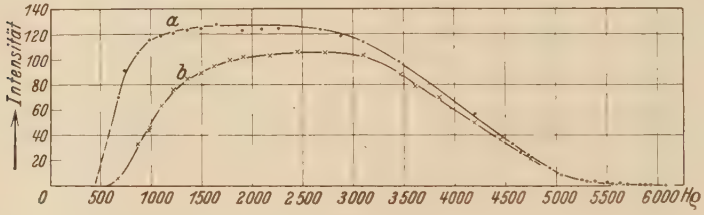

Fig. 5.

die durch die Glaswand der Apparatur gestreuten β-Strahlen zum Teil mitgemessen werden, die im allgemeinen kleinere Geschwindigkeiten besitzen. Dadurch wird der Untergrund gefälscht, nicht aber die Intensität einer Linie, weil in dem engen Bereich der Linien sich die Intensität der Streustrahlung nicht merkbar ändert. Dafür spricht auch die Schärfe der beobachteten intensiven Linien.

Um diesen Punkt noch besonders zu prüfen, wurde folgendermaßen verfahren. Es wurde zunächst mit derselben Anordnung die Magnetfeldkurve des primären β-Spektrums von Ra E aufgenommen, Fig. 5, Kurve *a*. Dann wurde unmittelbar vor den Zähler eine Aluminiumfolie von 10 μ Dicke eingeschoben, so daß die β-Strahlen *nach* Durchlaufen des Magnetfeldes diese Folie durchdringen mußten, um in den Zähler eintreten zu können. Durch photographische Aufnahmen war früher festgestellt worden, daß eine solche Folie für β-Strahlen von $H\varrho = 1386$ keinerlei merkbare Intensitätsänderung bedingt. Die Kurve *b* der Fig. 5 zeigt dagegen, daß die Folie im Gebiet von $H\varrho = 2000$ noch eine Intensitätsverringerung um 20% und selbst für $H\varrho = 4000$ eine Herabsetzung der Intensität um rund 12% bedingt. Das beweist, daß in allen Gebieten der Kurve ein Teil viel weicherer Strahlen mitgemessen wird, als dem angelegten Magnetfeld entspricht und die eben von den Wänden des leider sehr engen Glasrohres herrührten. Hätte das Rohr weiter gewählt werden können, was wegen der geringen räumlichen Ausdehnung des Interferrikums schwer möglich war,

so hätte diese Streustrahlung sehr herabgesetzt oder praktisch vermieden werden können.

Man könnte eine Korrektur auf diese Streustrahlung dadurch ausführen, daß man die Intensitätsverminderung in verschiedenen $H\varrho$-Gebieten durch dünne Aluminiumfolien verschiedener Dicke feststellt, wobei die Dicke der Folien immer noch sehr klein sein muß gegenüber der Reichweite der β-Strahlen in dem betreffenden $H\varrho$-Gebiet. Das würde aber eine sehr mühsame und langwierige Untersuchung bedingen, die im Laufe dieser Arbeit nicht mehr ausgeführt werden konnte.

Obwohl also durch die Streustrahlung der allgemeine Verlauf des primären Spektrums verfälscht ist, kann man doch versuchen, im Gebiet des Th B-Spektrums die Intensität der Linien mit der Intensität des gesamten Primärspektrums schätzungsweise zu vergleichen und dadurch für die γ-Strahlen von $2{,}377 \cdot 10^5$ Volt Energie, die durch „innere" Photoeffekte die Linien F, I, I_a, J, J_a auslösen, die Häufigkeit dieser Photoeffekte $p\alpha$ wenigstens größenordnungsmäßig zu gewinnen. In dem Gebiet der langsamen β-Strahlen von Th B ist ja einerseits die Intensität schon durch die Verschlußfolien des Zählers stark herabgesetzt, wie schon weiter oben an dem Beispiel der Linien A und B dargelegt wurde. Andererseits bedingt die Streuung an den Glaswänden eine Erhöhung der Intensität und in erster Annäherung sei angenommen, daß sich diese beiden Effekte gegenseitig aufheben. Setzt man also das gemessene primäre Spektrum gleich 100, so ergeben sich für die inneren Photoeffekte $p\alpha$ in den verschiedenen Niveaus die Werte, wie sie in Tabelle 2 zusammengestellt sind.

Tabelle 2.

Name der β-Linie	Ursprungsniveau	$p\alpha$
F	K	21,0
I	L_{I}	2,8
I_a	L_{II}	
J	M_{I}	1,0
J_a	N_{I}	

Die Summe aller $p\alpha$ ergibt den Wert $\Sigma p\alpha = 24{,}8$. Da nach Ellis[1]) für diese γ-Linie $p = 1$ ist, so folgt $\Sigma\alpha = 0{,}248$. Gurney hat durch elektrische Aufladungsmessungen, bei denen nur die Intensität der Summe aller Linien festgestellt werden konnte, ohne Auflösung in die einzelnen Linien, den Wert $\Sigma\alpha = 0{,}25$ erhalten, was in sehr guter Übereinstimmung mit unserem Resultat steht.

[1]) C. D. Ellis, l. c.

Zusammenfassung.

1. Es werden die β-Spektren von Th B + C + C″ und von Th C + C″ im Magnetfeld mittels eines Geiger-Müller-Zählrohres aufgenommen. Im Gebiet von $H\varrho = 500$ bis $H\varrho = 4000$ werden 20 Linien mit Sicherheit festgelegt und ihre $H\varrho$-Werte bestimmt, die in sehr guter Übereinstimmung mit neuen Messungen von C. D. Ellis stehen.

2. Von 10 Linien werden durch Planimetrieren die relativen Intensitäten ausgemessen und mit den von C. D. Ellis nach photographischen Schwärzungsmessungen erhaltenen verglichen. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen ausgezeichnet. Für die schwächeren Linien dürfte unsere Methode eine größere Genauigkeit bieten.

3. Das Ende des primären Spektrums von Th B wird durch Kombination der Kurven für Th B + C + C″ und für Th C + C″ bei $H\varrho = 2340$ festgestellt.

Das Ende des primären Spektrums von Th C ergibt sich bei $H\varrho = 8500$.

4. Aus dem Vergleich der Intensität des primären β-Spektrums von Th B und der von der γ-Linie $h\nu = 3{,}77 \cdot 10^5$ Volt ausgelösten β-Linien wird die Wahrscheinlichkeit des inneren Photoeffektes dieser Linie in den K-, L-, M- und N-Niveaus bestimmt.

Die vorliegende Arbeit wurde in der physikalisch-radioaktiven Abteilung des Kaiser Wilhelm-Instituts für Chemie, Berlin-Dahlem, auf Anregung und unter Leitung von Frau Professor Dr. L. Meitner vom Wintersemester 1931/32 bis Oktober 1933 ausgeführt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Frau Prof. Meitner, für die freundliche Unterstützung und die wertvollen Ratschläge bei der Durchführung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Lebenslauf.

Ich, Kan Chang W a n g, wurde am 17. April 1907 zu Changshu (Provinz Kiangsu, China) als Sohn des Arztes Yui Jen W a n g geboren. Im Sommer 1925 verließ ich die Mittelschule zu Schanghai mit dem Zeugnis der Reife. 1925 bis 1929 studierte ich an der Universität Tsing-Hua in Peking Physik, Mathematik und Chemie. Im Wintersemester 1930/31 studierte ich in Göttingen Physik, ab Sommersemester 1931 bis Sommersemester 1932 war ich an der Universität Berlin als ordentlicher Studierender immatrikuliert. Vom Wintersemester 1931/32 begann ich meine Doktorarbeit in der physikalisch-radioaktiven Abteilung des Kaiser Wilhelm-Institutes für Chemie, Berlin-Dahlem.

Meine akademischen Lehrer in China waren die Herren Professoren: Y. H. Woo, C. S. Yeh, C. L. Yung und K. B. Yung; in Deutschland die Herren Professoren: M. Born, A. Eucken, J. Franck, R. Ladenburg, M. v. Laue, Frau Professor L. Meitner, R. Pohl und E. Schrödinger.